

## Диаграмма стационарных состояний слоистых сверхпроводников с током

А. Н. Артемов, Ю. В. Медведев

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,  
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина  
E-mail: medvedev@kinetic.ac.donetsk.ua*

Статья поступила в редакцию 25 сентября 2001 г., после переработки 19 ноября 2001 г.

Устойчивость неизотермического состояния тонкопленочного сверхпроводника с током исследована в модели тепловыделения в электрической цепи с нелинейным сопротивлением, адекватно учитывающей особенности его квазидвумерного поведения. Построены диаграммы состояний слоистого сверхпроводника в зависимости от скорости отвода тепла, обусловленной свойствами подложки, и тока, а также от параметра нелинейности, характеризующего материал сверхпроводника, и тока. Рассчитана зависимость скорости распространения резистивной зоны от величины транспортного тока при различных значениях параметра нелинейности.

Стійкість неізотермічного стану тонкоплівкового надпровідника з током досліджено в моделі тепловиділення у електричному колі з нелінійним опором, що адекватно враховує особливості його квазидвовимірної поведінки. Побудовано діаграми станів шаруватого надпровідника в залежності від швидкості відведення тепла, зумовленою властивостями підкладки, і струму, а також від параметра нелінійності, який характеризує матеріал надпровідника, і струму. Розраховано залежність швидкості поширення резистивної зони від величини транспортного струму при різних значеннях параметра нелінійності.

PACS: 74.25.Dw, 74.25.Fy, 74.80.Dm

### 1. Введение

Проблема устойчивости токового сверхпроводящего состояния длительное время является предметом интенсивных исследований (см., например, [1,2]). Теоретическое изучение неустойчивости базируется, главным образом, на простых феноменологических моделях, учитывающих баланс генерации и отвода тепла в системе сверхпроводник–термостат. Но эти простые модели оказались чрезвычайно полезными для формулировки основных закономерностей развития неустойчивостей критического состояния массивных [1–4], тонкопленочных [5–8] и композитных [1,2,9,10] сверхпроводников как в присутствии изменяющегося внешнего магнитного поля, так и в его отсутствие. В последнем случае тепловая неустойчивость сверхпроводящего образца связана с неизотермической динамикой проникающих

в образец силовых линий собственного магнитного поля тока.

Для ВТСП, обладающих слоистой структурой, основные закономерности, определяющие термическую устойчивость токового сверхпроводящего состояния, остаются прежними. Меняется только характер процессов тепловыделения, определяемый нелинейностью вольт-амперных характеристик (ВАХ) ВТСП материалов, что мы в дальнейшем будем отмечать термином нелинейное тепловыделение.

Физически нелинейность ВАХ ВТСП систем обусловлена проявлением квазидвумерного характера этих материалов. Как и в плоских сверхпроводниках, в медноокисных сверхпроводящих слоях ВТСП систем в результате тепловых флуктуаций могут возникать топологические дефекты в виде нейтральных пар двумерный вихрь – антивихрь (связанные 2D-вихри) [11–13]. Под дейст-

вием транспортного тока достаточно длинные вихревые диполи разрываются, и появившиеся свободные  $2D$ -вихри перемещаются по сверхпроводнику. Такой механизм резистивности приводит к нелинейному поведению ВАХ, поскольку количество свободных вихрей зависит от величины тока. Теория в этом случае предсказывает степенную зависимость напряжения от тока [14]  $V \sim I^{a(T)+1}$ . Показатель степени  $a = K(T_c/T - 1)$  зависит от температуры и определяется феноменологическим параметром  $K$ . В рамках модели Лоуренса–Дониака [15] этот параметр можно представить в виде  $K = \Phi_0^2 s / (16\pi^2 \lambda^2(0) T_c)$ , где  $T_c$  – критическая температура сверхпроводника,  $s$  – период слоистой структуры,  $\Phi_0$  – квант магнитного потока,  $\lambda(0)$  – лондоновская глубина проникновения при  $T = 0$ . Фазовый переход в образце (переход Березинского–Костерлица–Таулесса (БКТ) [16,17]) не окажет существенного влияния на тепловыделение в такой системе, поскольку при токах, которые могут привести к термической неустойчивости сверхпроводящего состояния, количество свободных вихрей, обусловленное током, значительно превышает число тех, которые появились под влиянием тепловых флуктуаций.

В реальных ВТСП ситуация осложняется тем, что между сверхпроводящими слоями имеется джозефсоновская связь. Вихревые диполи, возникающие в них флуктуационным путем, состоят из двух  $2D$ -вихрей, магнитный поток которых замкнут двумя джозефсоновскими вихрями, расположенными между сверхпроводящими слоями. Наличие джозефсоновских вихрей в диполе ведет к линейному росту энергии диполя с увеличением расстояния между  $2D$ -вихрями [18]. Поведение таких материалов из-за слабой сверхпроводимости в направлении, перпендикулярном сверхпроводящим слоям, отличается от поведения идеальных  $2D$ -систем в области низких температур, но становится типично двумерным выше некоторой температуры, которую мы будем обозначать  $T_{KT}$ , имея в виду то, что при этой температуре проявляется та же неустойчивость, которая приводит к переходу БКТ в  $2D$ -системах. Двумеризация поведения происходит потому, что вблизи  $T_{KT}$  флуктуации, приводящие к диссоциации диполей, разрушают корреляцию между сверхпроводящими слоями. Такое поведение обнаруживается при экспериментальном исследовании ВАХ монокристаллов ВТСП в направлении оси  $c$  [19] и следует из результатов численного моделирования анизотропной  $3D$  XY-модели [20].

Характер ВАХ таких систем меняется, поскольку ток, разрывающий диполь, теперь должен преодолеть натяжение джозефсоновских вихрей. Как следствие, в сверхпроводнике появляется внутренний критический ток  $I_c(T)$ . В этом случае ВАХ сверхпроводников хорошо согласуется с зависимостями  $V \propto I(I - I_c(T))^a$  [21]. Критический ток обращается в нуль при температуре  $T_{KT}$ , а его температурную зависимость можно аппроксимировать выражением  $I_c(T) = I_{c0}(1 - T/T_{KT})^{3/2}$  [19].

Впервые влияние нелинейного тепловыделения в слоистых сверхпроводниках на скорость распространения нормальной фазы было учтено в работе [22]. Для мощности тепловыделения в образце авторы использовали выражение  $\dot{Q}(T) = \rho(j, T)j^2$ , в котором эффективное нелинейное сопротивление сверхпроводника в резистивном режиме записали в виде  $\rho(j, T) = \rho_n(1 - j_c(T)/j)^{a(T)}$ ,  $\rho_n$  – удельное сопротивление сверхпроводника в нормальном состоянии,  $j_c(T) = j_{c0}(1 - T/T_c)$ ,  $T_c$  – температура перехода в сверхпроводящее состояние. Формально использование этого выражения реализует идею о нелинейном характере тепловыделения в слоистых сверхпроводниках и позволяет сделать вывод о том, что устойчивыми могут быть не только сверхпроводящее и нормальное, но также и резистивное состояние.

Однако модель тепловыделения [22] не полностью отражает основные особенности поведения таких материалов. В частности, она не позволяет учесть тот факт, что критический ток обращается в нуль при температуре  $T_{KT} < T_c$ , а ВАХ остается нелинейной вплоть до перехода образца в нормальное состояние. Другой важной особенностью сверхпроводников является наличие тока распаривания  $I_{GL}$ , который обращается в нуль при температуре  $T_c$ . Когда транспортный ток становится равным  $I_{GL}$ , сверхпроводник переходит в нормальное состояние, ВАХ которого является линейной.

Указанные особенности нелинейного тепловыделения в резистивном состоянии слоистых сверхпроводников учтены в феноменологической модели, предложенной в настоящей работе. На основе этой модели исследованы устойчивые стационарные состояния слоистых сверхпроводников, а также устойчивость сверхпроводящего состояния и распространение нормальной фазы вдоль образца. Построены фазовые диаграммы, наглядно показывающие области существования различных токовых состояний сверхпроводника в зависимости от параметров модели.

## 2. Модель

Динамику тепловых процессов тонкопленочного сверхпроводника будем исследовать на основе численного решения одномерного уравнения теплопроводности:

$$D_s C_s \frac{\partial T}{\partial t} = D_s \frac{\partial}{\partial x} k_s \frac{\partial T}{\partial x} + d_f \dot{Q}(T) - W(T). \quad (1)$$

Здесь  $D_s$  — толщина подложки,  $C_s$  и  $k_s$  — теплоемкость и теплопроводность материала подложки,

$d_f$  — толщина сверхпроводящей пленки, функция теплоотвода записывается в виде

$$W(T) = h(T - T_0), \quad (2)$$

где  $h = k_s/D_s$  — эффективный коэффициент теплоотдачи,  $T_0$  — температура термостата.

Как и в работе [22], будем предполагать, что удельная мощность тепловыделения задается выражением  $\dot{Q}(T) = \rho(j, T)j^2$ , в котором эффективное нелинейное сопротивление

$$\rho(j, T) = \begin{cases} \rho_n & (T > T_c) \cup (j \geq j_{GL}(T)) \\ \rho_n \left( \frac{j - j_c(T)}{j_{GL}(T) - j_c(T)} \right)^{a(j, T)} & (T_r \leq T < T_c) \cap (j < j_{GL}(T)) \\ 0 & T < T_r \end{cases} \quad (3)$$

аппроксимирует основные особенности поведения слоистого сверхпроводника. Здесь  $T_r$  — температура перехода сверхпроводника в резистивное состояние, определяемая из условия  $j_c(T_r) = j$ ;  $j_{GL} = j_{GL}(0)(1 - T/T_c)^{3/2}$  — ток распаривания, разрушающий сверхпроводящее состояние.

Записывая  $\rho(j, T)$  в виде (3), мы учли процесс разрыва силой Лоренца вихревых пар, уже существующих за счет тепловых флуктуаций. Выражение для показателя степени  $a(j, T)$ , предложенное в работе [22], справедливо, строго говоря, только при токах, много меньших тока распаривания. Оно обращается в нуль, что соответствует переходу сверхпроводника в нормальное состояние, при температуре  $T_c$ . Однако если в сверхпроводнике течет транспортный ток, то он переходит в нормальное состояние при температуре  $T_n < T_c$ , при которой ток становится равным току распаривания  $j = j_{GL}(T_n)$ . Чтобы учесть в модели этот факт, умножаем выражение  $a(j, T)$  на четную функцию тока, которая равна единице при  $j = 0$  и нулю при  $j = j_{GL}$ . Простейшее выражение для показателя степени ВАХ, удовлетворяющее всем этим требованиям, можно представить в виде  $a(j, T) = K(T_c/T - 1)[1 - (j/j_{GL})^2]$ . Последний множитель в выражении для  $a(j, T)$  учитывает насыщение концентрации свободных вихрей при приближении тока к току распаривания; показатель степени при этом стремится к нулю, а  $\rho(j, T)$  к  $\rho_n$ . Критический ток, обусловленный внутренним натяжением джозефсонов-

ских составляющих вихревых колец, обращается в нуль при температуре  $T_{KT}$  перехода БКТ, которая определяется из условия  $K(T_c/T_{KT} - 1) = 2$ . Он задается выражением [19]

$$j_c(T) = j_{c0} \left( 1 - \frac{T}{T_{KT}} \right)^{3/2}. \quad (4)$$

Предложенная феноменологическая модель нелинейной проводимости адекватно учитывает все предельные особенности слоистых сверхпроводников, обусловленные их критическими токами и температурами. Это позволяет нам предположить, что и их свойства в области промежуточных параметров описываются моделью достаточно полно.

## 3. Стационарные состояния сверхпроводника с током

Как известно [1,2,23], характер стационарных решений нелинейного уравнения теплопроводности (1) зависит от числа и характера его особых точек, определяемых условием

$$d_f \dot{Q}(T) - W(T) = 0. \quad (5)$$

В зависимости от параметров и величины тока таких точек в нашей модели может быть либо одна, либо три. В первом случае это устойчивое сверхпроводящее (SS), резистивное (RS) или

нормальное (NS) состояние. Критерием устойчивости является неравенство  $\partial W/\partial T > d_f \partial \dot{Q}/\partial T$ . Устойчивыми стационарными в этом случае могут быть только однородные решения.

В случае, когда уравнение (1) имеет три особых точки, двум крайним ( $T_1, T_2$ ) соответствуют устойчивые состояния, а температуре  $T_3$  ( $T_1 < T_3 < T_2$ ) — неустойчивое. Это область бистабильности (BSS) сверхпроводника. Здесь, кроме указанных однородных, может существовать также неоднородное устойчивое стационарное решение, которое мы будем называть волной переключения между состояниями  $T_1$  и  $T_2$ . Волна переключения является автомодельным решением уравнения (1). Она представляет собой неоднородное распределение температуры, которое движется с постоянной скоростью  $v$ , являющейся собственным значением уравнения. Особенности решений такого вида мы рассмотрим в следующем разделе.

Модель содержит ряд феноменологических параметров. Параметр  $K$  зависит от периода сверхпроводящей структуры и лондоновской длины  $\lambda(0)$ , определяется структурой и свойствами материала сверхпроводника. Его можно изменять, выбирая разные типы ВТСП или создавая искусственные сверхрешетки, имеющие различный период. В реальных образцах этот параметр может изменяться в довольно широких пределах. Так, используя данные из работ разных авторов, в рамках модели Лоуренса — Дониака мы получим для YBCO [24] значение  $K \approx 32$ , а для более анизотропных таллиевых образцов [25]  $K \approx 3-5$ . Оценка этого параметра по величине температуры перехода БКТ приводит к более высоким его значениям ( $> 100$  для YBCO). Такое различие значений параметра может быть связано с несовершенством методики обработки результатов измерений ВАХ, откуда чаще всего и получают значение температуры  $T_{КТ}$ .

Другие параметры модели задают условия генерации и отвода тепла. Эффективный коэффициент теплоотвода  $h$  можно изменять, варьируя материал, толщину и качество поверхности подложки. Он также может изменяться в широких пределах. Так, используя данные, приведенные в работе [26], при толщине подложки  $D_s = 5 \cdot 10^{-5}$  м, для материала подложки  $\text{SrTiO}_3$  получаем  $h = 9 \cdot 10^4$  Вт/(м<sup>2</sup>·К), а для  $\text{Al}_2\text{O}_3$  значение  $h = 1,4 \cdot 10^7$  Вт/(м<sup>2</sup>·К).

Эти параметры качественно влияют на характер устойчивости сверхпроводящего состояния. Изменяя их, можно создавать и менять ширину области бистабильности сверхпроводника. В этом

разделе мы изучим влияние параметра нелинейности  $K$  и эффективного коэффициента теплоотвода  $h$  на характер стационарных состояний сверхпроводника.

Примем за основу следующие значения параметров сверхпроводящей пленки

$$K = 30, \quad d_f = 10^{-7} \text{ м}, \quad \rho = 3,5 \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{м},$$

$$j_c(0) = 10^{10} \text{ А/м}^2, \quad j_{GL}(0) = 10^{11} \text{ А/м}^2,$$

$$T_{c0} = 92 \text{ К}$$

и подложки

$$D_s = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}, \quad k_s = 250 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)},$$

$$C_s = 10^5 \text{ Дж/(м}^3 \cdot \text{К)},$$

что соответствует значению параметра  $h = 5 \cdot 10^5$  Вт/(м<sup>2</sup>·К) и температуре термостата  $T_0 = 77$  К.

На рис. 1 приведена диаграмма состояний сверхпроводника в пространстве параметра  $K$  и транспортного тока  $j$ . Штриховые линии разделяют области, в которых сверхпроводник может находиться в одном из трех однородных состояний: сверхпроводящем (SS), резистивном (RS) и нормальном (NS). Сплошными линиями ограничена область диаграммы, в которой сверхпроводник имеет два устойчивых состояния (BSS). Внутри этой области сверхпроводник может нахо-

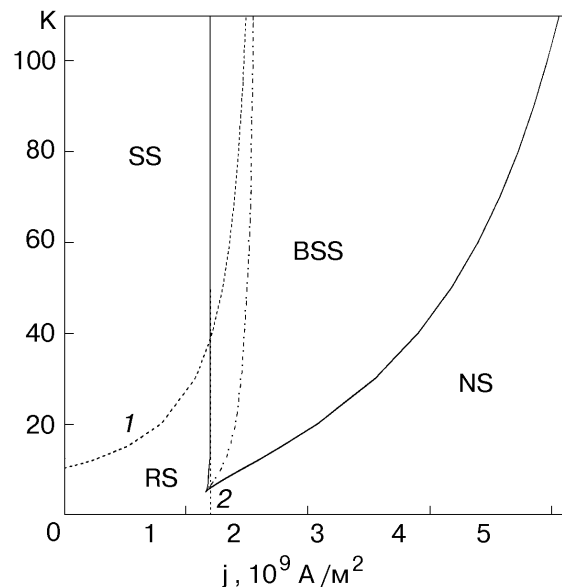


Рис. 1. Диаграмма состояний сверхпроводника в координатах параметр нелинейности  $K$  — ток  $j$ : SS — сверхпроводящее, RS — резистивное, NS — нормальное, BSS — бистабильное состояния.

даться либо в одном из двух однородных состояний, либо в неоднородном состоянии типа волны переключения. Изменение других параметров модели, не меняя качественного вида диаграммы, изменяет положение области BSS. Увеличение удельного сопротивления пленки  $\rho$  или уменьшение параметра  $h$  смещает область BSS влево вниз. На линии 1 выполняется условие  $T_r = T_0 = T_1$ . Переход через нее означает переход системы между SS и RS. Если эта линия попадает внутрь области BSS, то на ней сменяется характер низкотемпературного ( $T_1$ ) состояния. Линия 2 найдена из условия  $T_2 = T_n$ , где температура  $T_n$  определяется равенством  $j = j_{GL}(T_n)$ . Внутри области BSS при переходе через эту линию изменяется высокотемпературное ( $T_2$ ) состояние. Штрих-пунктирная линия соответствует значению параметров модели, при которых скорость движения волны переключения равна нулю. Выше этой линии волна движется в сторону высокотемпературной фазы, переводя образец в однородное состояние с температурой  $T_1$ . Оно может быть сверхпроводящим или резистивным в зависимости от положения его относительно линии 1. Ниже штрих-пунктирной линии волна движется в противоположном направлении, переводя образец в состояние с температурой  $T_2$ , которое может быть резистивным или нормальным.

Как видно из диаграммы, увеличивая параметр  $K$  при неизменных остальных параметрах модели, можно значительно расширить область устойчивости сверхпроводящего состояния.

Диаграмма состояний сверхпроводника в пространстве эффективного коэффициента теплоотвода  $h$  и тока  $j$  показана на рис. 2. Все линии на

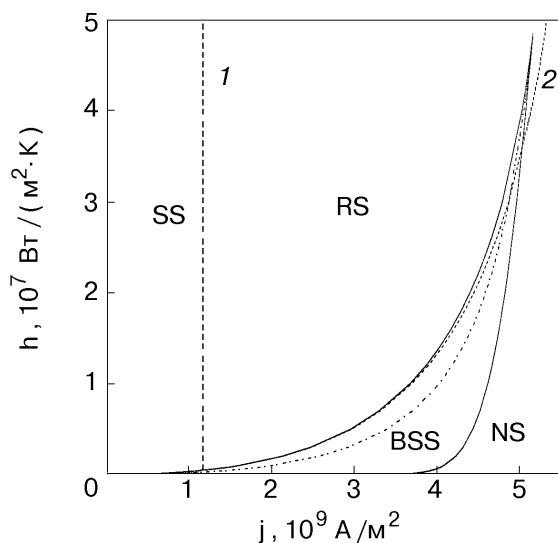


Рис. 2. Диаграмма состояний сверхпроводника в координатах эффективный коэффициент теплоотдачи  $h$  — ток  $j$ . Обозначения те же, что на рис. 1.

этой диаграмме имеют тот же смысл, что и на рис. 1. Хорошо видно, что с улучшением условий отвода тепла (увеличение  $h$ ) граница области устойчивости сверхпроводящего состояния смещается в сторону увеличения тока.

#### 4. Термическая устойчивость сверхпроводящего состояния

Рассмотрим неоднородное стационарное решение уравнения (1). Такое решение может существовать в области параметров модели и токов, в которой уравнение (5) имеет три решения. В этом случае две крайние особые точки ( $T_1, T_2$ ) являются устойчивыми седлами, а третья ( $T_3$ ) — неустойчивым узлом [15]. Обсудим стационарное автомодельное решение уравнения (1) вида  $T(x, t) = T(x - vt)$  с граничными условиями

$$T(x = -\infty, t) = T_1, T(x = +\infty, t) = T_2,$$

$$\frac{\partial T}{\partial x}(x = \pm \infty, t) = 0,$$

представляющее собой неоднородное распределение температуры, распространяющееся со скоростью  $v$ . Самой низкотемпературной точке  $T_1$  соответствует устойчивое сверхпроводящее или, в зависимости от соотношения параметров, резистивное состояние. Второй устойчивой особой точке  $T_2$  соответствует нормальное или резистивное состояние сверхпроводника.

Известно [23,27], что единственным устойчивым стационарным решением такого вида является решение, соответствующее сепаратрисе, идущей из седла в седло. Этому решению отвечает неоднородное распределение температуры, движущееся с постоянной скоростью  $v$ .

На рис. 3 показана зависимость скорости движения границы между сверхпроводящей и нормальной фазами от плотности тока, протекающего по сверхпроводнику. При малых  $j$  граница движется в положительном направлении оси  $x$  от сверхпроводящей фазы  $T_1$  к нормальной  $T_2$ . При этом область, занятая сверхпроводящей фазой, увеличивается. Это можно понимать так, что при малых значениях тока сверхпроводящая фаза является абсолютно устойчивой, т.е. флуктуационно возникающая нормальная область через какое-то время схлопнется. При некотором значении тока скорость движения границы может изменить знак. Это означает, что граница раздела теперь будет двигаться в направлении сверхпроводящей фазы, переводя весь образец в нормальное состояние. На рис. 1 и 2 видно, как влияют параметры

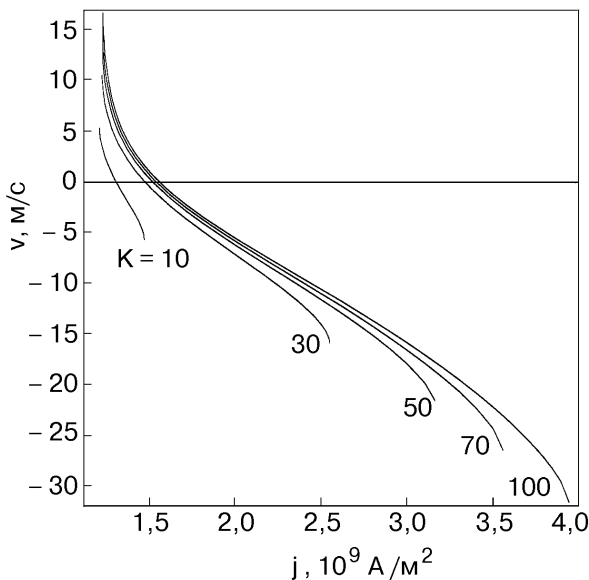


Рис. 3. Зависимость скорости движения волны переключения в сверхпроводнике от тока при различных значениях параметра нелинейности  $K$ .

$K$  и  $h$  на величину тока, при которой скорость волны  $v = 0$ .

### Заключение

Параметры модели, использованные при расчете фазовых диаграмм и скоростей движения волны переключения, не отражают, вообще говоря, свойств какого-то конкретного материала. Их выбирали так, чтобы получить систему общего положения, демонстрирующую максимально возможное количество вариантов поведения, и вместе с тем не выходить за рамки физически разумных значений.

Работа поддержана Министерством образования и науки Украины (проект 2М/71-2000).

1. Р. Г. Минц, А. Л. Рахманов, *Неустойчивости в сверхпроводниках*, Наука, Москва (1989).
2. А. В. Гуревич, Р. Г. Минц, А. Л. Рахманов, *Физика композитных сверхпроводников*, Наука, Москва (1987).
3. И. Л. Максимов, Ю. Н. Мастаков, Н. А. Тайланов, *ФТТ* **28**, 2323 (1986).
4. Н. А. Тайланов, У. Г. Яхшиев, *Письма в ЖТФ* **26**, 8 (2000).
5. В. Г. Волоцкая, И. М. Дмитренко, Л. Е. Мусиенко, А. Г. Сиваков, *ФНТ* **7**, 383 (1981).
6. Ю. М. Иванченко, П. Н. Михеенко, В. Ф. Хирный, *ЖЭТФ* **80**, 171 (1981).
7. Ю. М. Иванченко, П. Н. Михеенко, *ЖЭТФ* **83**, 684 (1982).
8. И. М. Дмитренко, *ФНТ* **22**, 849 (1996).

9. В. В. Лысенко, *ЖТФ* **70**, 67 (2000).
10. В. Р. Романовский, *Письма в ЖТФ* **23**, 14 (1997).
11. S. N. Artemenko and A. N. Kruglov, *Phys. Lett.* **A143**, 485 (1990).
12. J. R. Clem, *Phys. Bul. Am. Phys. Soc.* **35**, 260 (1990); *Phys. Rev.* **B43**, 7837 (1991).
13. Л. И. Глазман, А. Е. Кошелев, *ЖЭТФ* **97**, 1371 (1990).
14. P. Minnhagen, *Rev. Mod. Phys.* **59**, 1001 (1987).
15. W. E. Lawrence and S. Doniach, in *Proc. 12th Int. Conf. on Low Temp. Phys.*, Kyoto, 1970, E. Kanda (ed.), Keigaku, Tokyo (1971), p. 361.
16. В. Л. Березинский, *ЖЭТФ* **61**, 1144 (1971).
17. J. M. Kosterlitz and D. G. Thouless, *J. Phys.* **C6**, 1181 (1973).
18. V. Cataudella and P. Minnhagen, *Physica* **C166**, 442 (1990).
19. N.-C. Yeh and C. C. Tsuei, *Phys. Rev.* **B39**, 9708 (1989).
20. P. Minnhagen and P. Olsson, *Phys. Rev.* **B44**, 4503 (1991).
21. H. J. Jensen and P. Minnhagen, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1630 (1991).
22. И. Л. Максимов, Д. Ю. Водолазов, *Письма в ЖТФ* **24**, вып. 21, 1 (1998).
23. В. А. Васильев, Ю. М. Романовский, В. Г. Яхно, *Автоволновые процессы*, Наука, Москва (1987).
24. Wang Jun, Mao Xiang Lei, Chen Lin, Wu Bai Mei, Chen Zhao Jia, Chen Jin Seng, Le De Fen, Zhang Yu Heng, Cao Xiao Wen, Wen Hai Hu, and Zhang Ting Yu, *Chin. J. Low Temp. Phys.* **66**, 1125 (1994).
25. A. Wahl, A. Maignan, C. Martin, V Hardy, J. Provost, and Ch. Simon, *Phys. Rev.* **B51**, 9123 (1995).
26. А. М. Гришин, Ю. В. Медведев, Ю. М. Николаенко, *ФТТ* **41**, 1377 (1999).
27. Я. И. Канель, *Мат. сб.* **59**, 245 (1962).

### Steady state diagrams of current-carrying layered superconductors

A. N. Artemov and Yu. V. Medvedev

Stability of the non-isothermal state of a current-carrying layered superconductor is investigated using the model of heat production in the electrical circuit with a nonlinear resistance which adequately takes into account the peculiar features of quasi-two-dimensional superconductors. The diagrams of states are plotted versus cooling rate, conditioned by the substrate properties, and current and versus nonlinearity parameter of the superconductor and current. The dependence of spread velocity of the resistive zone on transport current for different values of the nonlinearity parameter is calculated.